

# لیزرهای گازی

( جلد اول لیزر هلیوم - نئون )

گردآوری و تألیف:

سید علیرضا رسولی

فرشاد زمهریری نژاد

رضا سدیان

سرشناسه	: رسولی، سیدعلیرضا، ۱۳۷۷-
عنوان و نام پدیدآور	: لیزرهای گازی / گردآوری و تالیف سیدعلیرضا رسولی، فرشاد زمهریری نژاد، رضا سدیان.
مشخصات نشر	: تهران: موسسه آموزشی تالیفی ارشدان، ۱۴۰۰-
مشخصات ظاهری	: ج: مصور، جدول، نمودار.
شابک	: دوره: ۴-۱۲۷۸-۰۸-۶۲۲-۰۹۷۸، ج ۱: ۱-۱۲۷۹-۰۸-۶۲۲-۰۹۷۸
وضعیت فهرست نویسی	: فیپا
یادداشت	: کتابنامه.
مندرجات	: ج.۱. لیزر هلیوم - نئون
موضوع	: لیزرهای گازی
موضوع	: Gas lasers
شناسه افزوده	: زمهریری نژاد، فرشاد، ۱۳۷۵-
شناسه افزوده	: سدیان، رضا، ۱۳۷۷-
رده بندی کنگره	: TA۱۶۹۵
رده بندی دیویی	: ۶۲۱/۳۶۶۳
شماره کتابشناسی ملی	: ۸۴۶۰۴۱۲
اطلاعات رکورد کتابشناسی:	: فیپا



## مؤسسه آموزشی تالیفی ارشدان

لیزرهای گازی (جلد اول لیزر هلیوم-نئون)

سید علیرضا رسولی - فرشاد زمهریری نژاد -

رضا سدیان

آموزشی تالیفی ارشدان

اول

اول ۱۴۰۰

[www.irantypist.com](http://www.irantypist.com)

۴-۱۲۷۸-۰۸-۶۲۲-۰۹۷۸

۱-۱۲۷۹-۰۸-۶۲۲-۰۹۷۸

۷-۱۲۸۰-۰۸-۶۲۲-۰۹۷۸

۱۰۰۰

[www.arshadan.com](http://www.arshadan.com)

[www.arshadan.net](http://www.arshadan.net)

۰۲۱۴۷۶۲۵۵

تومان

■ نام کتاب:

■ گردآوری و تالیف::

■ ناشر:

■ ویرایش:

■ نوبت چاپ:

■ حروفچینی و صفحه آرای:

■ طراح و گرافیک:

■ شابک دوره:

■ شابک:

■ شابک الکترونیک:

■ شمارگان:

■ مرکز خرید آنلاین:

■ مرکز بخش و توزیع:

■ قیمت:

## پیشگفتار ناشر:

به نام ایزد دانا که آغاز و انجام از آن اوست

هرگز دل من ز علم محروم نشد      کم ماند ز اسرار که مفهوم نشد  
اکنون که به چشم عقل در می‌نگرم      معلوم شد که هیچ معلوم نشد

ای دانای بی‌همتا، ای بخشنده‌ایی که ناخواسته عطا فرمایی و هر نیازمندی را به عدالت بی‌نیاز گردانی، مگر اینکه نالایق باشد و آن عنایت را به بازگونه از دست دهد. در عرصه پیشرفت تکنولوژی در هزاره سوم، هنوز نیاز بر مطالعه کتاب در کنار استفاده از منابع کامپیوتری و اینترنت احساس می‌شود. از این بابت خوشحالیم که می‌توانیم در جهت اعتلای علم، دانش و فرهنگ کشور قدمی هر چند کوچک برداریم.

و من الله التوفیق

دکتر شمس الدین یوسفیان

مدیر مسئول انتشارات ارشدان



## فهرست

مقدمه.....	۷
<b>فصل ۱: مبانی نظری.....</b>	<b>۹</b>
(۱-۱) سازوکار لیزرهای گازی.....	۹
(۱-۱-۱) معرفی.....	۹
(۱-۱-۲) محیط گازی.....	۱۱
(۱-۱-۳) اسپکتروسکوپی گازها.....	۱۲
(۱-۱-۴) خطوط طیفی.....	۱۵
(۱-۱-۵) بهره.....	۲۱
(۱-۲) سازوکار لیزر He - Ne.....	۲۵
(۱-۲-۱) نمودار انرژی - تراز هلیوم - نئون.....	۲۵
(۱-۲-۲) تحریک اتم‌های نئون.....	۳۲
منابع.....	۴۰
<b>فصل ۲: تشدید گرها.....</b>	<b>۴۱</b>
(۲-۱) مقدمه.....	۴۱
(۲-۲) انتشار موج نوری در تشدید گر.....	۴۲
(۲-۳) انواع تشدید گرها.....	۴۴
(۲-۳-۱) مقایسه‌ای بین تشدیدگر پایدار و ناپایدار :.....	۴۷
(۲-۳-۲) آینه.....	۴۸
(۲-۳-۳) ساخت آینه لیزر.....	۵۲
(۲-۳-۴) تیوب لیزر He - Ne.....	۵۶
(۲-۳-۵) پنجره‌ی بروستر.....	۵۹
مراجع.....	۶۱

فصل ۳: پمپاژ لیزر هلیوم - نئون..... ۶۳

۳-۱) مقدمه ..... ۶۳

۲-۳) مباحث کلی مربوط به تخلیه الکتریکی ..... ۶۴

۳-۲-۲) تخلیه‌ی خود احیا و غیر خود احیا ..... ۷۳

۳-۳) تخلیه‌ی DC و RF ..... ۷۶

۳-۳-۱) منبع تغذیه‌ی RF یا میکروویو برای لیزر هلیوم - نئون ..... ۸۲

۳-۴) طرح اولیه منبع تغذیه‌ی لیزر هلیوم - نئون ..... ۸۳

۳-۵) منابع تغذیه خط AC و منابع تغذیه‌ی اینورتر ..... ۸۵

۳-۵-۱) منابع تغذیه‌ی خط AC ..... ۸۵

۳-۵-۲) منابع تغذیه‌ی اینورتر ..... ۸۶

۳-۵-۳) انتخاب منبع تغذیه ..... ۸۶

۳-۱) ایمنی کار با منابع تغذیه‌ی هلیوم نئون ..... ۸۸

منابع ..... ۸۸

فصل ۴: کاربردهای لیزر He-Ne..... ۸۹

۱-۴) مقدمه ..... ۸۹

۲-۴) اسکنرها ..... ۹۰

۴-۳) اندازه گیری فاصله ..... ۹۱

۴-۳-۱) تداخل سنجی ..... ۹۱

۲-۳-۴) دورسنجی بار روش مدولاسیون پرتو ..... ۹۳

۴-۴) چرخش زاویه‌ای (ژیروسکوپ لیزری) ..... ۹۵

۵-۴) هولوگرافی ..... ۹۷

۶-۴) بیتاب سنجی لیزری (لیزر اسپکتروسکوپی) ..... ۱۰۱

مراجع ..... ۱۰۳

---

## مقدمه

---

لیزر هلیم - نئون نخستین لیزر پیوسته است. این لیزر برای نخستین بار توسط علی جوان و همکارانش در ۱۹۶۱ ساخته شد. طول موج لیزری که علی جوان ساخت  $15\mu m$  بود و این تصادفی نبود، چرا که تقویت در این طول موج به میزان قابل توجهی بیشتر از تقویت در طول موج  $632.8nm$  است که به طول موج قرمز معروف بوده و یک سال بعد از اختراع علی جوان، توسط " وایت " و " ریجن " به دست آمده است. شباهت بین تکنیک‌های ساخت لیزرهای هلیم - نئون و لامپ‌های (valve) الکترونی تولید انبوه لیزرهای هلیم - نئون را ممکن ساخته است، جایگزینی تیوب‌ها (لامپ‌های خلاء) توسط ترانزیستورها در دهه ۹۰ ظرفیت تولید را به میزان مناسبی افزایش داد. امروزه لیزرهای هلیم - نئون با لیزرهای دیودی در رقابت اند، اما تا زمانی که هندسه‌ی باریکه و خلوص مد مورد نظر باشد. لیزرهای هلیم - نئون جایگزینی ندارند.

لیزر هلیم - نئون به علت سبک و کوچک بودن دستگاه مرئی بودن طول موج و بالاخره پیوسته بودن خروجی آن امروزه در صنعت و آموزش مورد توجه قرار گرفته است. این لیزر از نخستین لیزرهایی بود که ساخته شد و امروزه یکی از پرکاربردترین‌های آن هاست. برای مثال معمولاً سایر لیزرها با لیزر هلیم - نئون تطبیق داده می‌شوند. به ویژه لیزرهای هلیم - نئون که در طول موج قرمز کار

می‌کنند در مواردی که باریکه‌ی کم قدرت مرئی مورد نیاز باشد کاربرد دارند ( از جمله در هم تراز، حروف خوانی، مسافت سنجی، هولوگرافی، دیسک‌های ویدئویی و ژيروسکوپ لیزری) همچنین طول موج 1523nm به دلیل کم ترین تلفات، در اندازه گیری‌های خطوط عبوری فیبرهای نوری کاربرد دارد. لیزر هلیم - نئون محبوب ترین لیزر گازی در بسیاری از آزمایشگاه‌های دانشجویی است. ساخت این لیزر آسان، نسبتاً ارزان و کاملاً اطمینان پذیر بوده و در بیشتر موارد می‌توان آن را با تکان کوچک یک کلید ساده به کار انداخت.



# فصل ۱

## مبانی نظری

### ۱-۱) سازوکار لیزرهای گازی

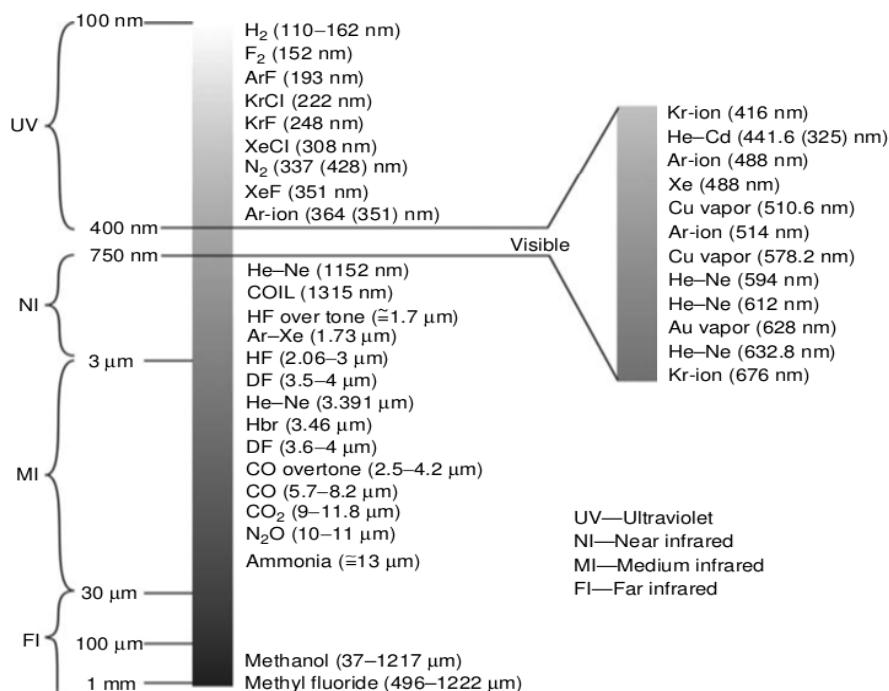
#### ۱-۱-۱) معرفی

امروزه لیزرهای گازی نقشی پیشرو را در پژوهش، فناوری و بسیاری دیگر از فعالیت‌های انسانی بر عهده دارند. از دهه‌ی ۱۹۶۰ تاکنون، فناوری لیزرهای گازی رشد سریعی یافته است، پژوهش‌های رو به رشد در زمینه‌ی گازها، تکنولوژی خلاءهای بالا، محیط‌های تخلیه‌ی الکتریکی و پلاسماها از جمله عوامل شتاب دهنده‌ی رشد لیزرهای گازی بوده اند. به علاوه توسعه چشم‌گیر در اسپکتروسکوپی اطلاعات در خور توجه‌ای از ساختار انرژی محیط‌های گازی مختلف به دست داده است که منجر به کشف گذارهای لیزری جدیدی شده است.

عوامل گرایش به استفاده از لیزرهای گازی را می‌توان به صورت زیر برشمرد:

- ۱- پیشرفت قابل قبول در فنون تخلیه‌ی الکتریکی گازها برانگیختن محیط گازی را در اشکال مختلف کاواک ممکن گردانیده است
- ۲- رفتار طبیعی گازها در پذیرش شکل کاواک
- ۳- امکان تغییر اندازه‌ی لیزرهای گازی بدون افزایش چشمگیر در هزینه‌های آنها

- ۴- طول عمر زیاد به دلیل بهره‌گیری از فناوری پیشرفته‌ی خلاءهای بالا : برای نمونه لیزرهای هلیوم - نئون آزمایشگاهی با صنعتی را می‌توان برای دهه‌ها بدون تغییر قابل‌ذکری در کارکرد استفاده کرد.
  - ۵- در بسیاری از لیزرهای گازی تجدید گاز برای افزایش طول عمر کفایت می‌کند
  - ۶- می‌توان جریانی از محیط گازی را در درون لیزر داشت در نتیجه تجدید گاز و خنک‌سازی راحت‌تر صورت می‌گیرد.
  - ۷- قابلیت ترکیب نسبت‌های مختلف گاز و دستیابی به محیط‌های بسیار همگن
  - ۸- چگالی‌های پایین گاز می‌توانند خروجی پایدار و خطوط گسیلی دقیقی را به دست دهند
  - ۹- استفاده از ایزوتوپ‌ها برای ایجاد تغییرات جزئی در فرکانس
  - ۱۰- پوشش دادن گستره‌ی وسیع طیفی همانگونه که در شکل ۱-۱ می‌بینیم .
- برای شناخت سازو کار لیزرهای گازی بهتر است ابتدا با قواعد حاکم بر گازها آشنا شویم.



شکل ۱-۱: نمودار طیف تاشی لیزرهای گازی رایج

## ۱-۱-۲ محیط گازی

محیط گازی به عنوان محیط تشکیل شده از ذره هایی که حجمی ندارند و هیچ گونه نیرویی به هم وارد نمی کنند از معادله ی گاز ایده آل پیروی می کنند.

$$pV = NR_0T \quad (1-1)$$

که در آن  $p$  فشار مطلق با واحد پاسکال (Pa)،  $V$  حجم با واحد لیتر (lit)،  $T$  دمای مطلق با واحد درجه کلوین (K) ثابت جهانی گازها و  $N$  تعداد مول های گاز است.

رابطه ی ۱-۱ را به فرم دیگری نیز می توان نوشت:

$$pV = NN_AKT \quad (2-1)$$

که در آن  $k$  ثابت بولتزمن و  $N_A$  عدد آووگادرو ( $6.0248 \times 10^{23}$ ) است.

ویژگی خاص محیط‌های گازی قانون معروف آووگادرو است که بیان می‌دارد که حجم‌های مساوی از گازهای ایده آل در دما و فشار برابر دارای تعداد برابری ذرات گازی می‌باشند. این معادلات برای گازهای رقیق صادق اند. در عمل گازی که در فشار اتمسفر باشد نیز می‌تواند به عنوان گاز رقیق در نظر گرفته شود. اکثر لیزرهای گازی در فشارهای برابر یا زیر اتمسفر کار می‌کنند و بنابراین محیط فعال این لیزرها مشمول این قواعد می‌گردد. گاز خنثی‌ای که در این جا مورد بررسی قرار گرفت شرایط لازم برای عمل لیزر را محقق نمی‌سازد. برای ایجاد تجمع معکوس محیط گازی باید بین دو تراز انرژی داخلی ذرات برانگیخته گردد، تجمع معکوس را با مکانیسم‌های برانگیختگی مختلفی می‌توان به دست آورد. تکنیک غالب برای دستیابی به تجمع معکوس در یک محیط گازی برانگیختگی با استفاده از تخلیه‌ی الکتریکی است، البته مثال‌های معدودی نظیر لیزرهای FIR (زیر میلیمتر) نیز هست که در آنها گاز خنثی از طریق باریکه‌ی لیزری خروجی پمپاژ می‌شود. از اواسط قرن بیستم پژوهش‌های نظری و آزمایشگاهی فراوانی در زمینه‌ی تخلیه‌ی الکتریکی در کنار پیشرفت اسپکتروسکوپی گازها صورت گرفته و این‌ها همه منجر به پیشرفت سریع لیزرهای گازی از آغاز تاریخ لیزر تا کنون شده است.

### ۳-۱-۱) اسپکتروسکوپی گازها

طبیعت کوانتومی ماده به ویژه در گازها به راحتی قابل مشاهده است. درخشش حاصل از تخلیه‌ی الکتریکی پدیده‌ای دیدنی است که در آن این طبیعت کوانتومی ظاهر می‌شود. معمولا محیط گازی از اتم‌ها، مولکول‌ها یا یون‌هایشان تشکیل یافته است. می‌توان به صورت کیفی گازها را به دو دسته‌ی اتمی و مولکولی تقسیم کرد. تفاوت اساسی بین اتم‌ها و مولکول‌ها به طبیعت طیفی با نحوه‌ی ذخیره‌ی انرژی داخلی شان بر می‌گردد. سطح انرژی ذرات با معادله‌ی موج شرودینگر توصیف می‌شود :

$$H\Psi(\vec{r}, t) = ih \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) \quad (۳-۱)$$

که در آن  $\Psi(\vec{r}, t)$  تابع موج ذره است و  $\Psi(\vec{r}, t)$ ،  $\Psi(\vec{r}, t)$  احتمال مشاهدهی ذره را در موقعیت  $\vec{r}$  و در زمان  $t$  نشان می‌دهد و

$$H = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + v(\vec{r}) \quad (۴-۱)$$

عملگر همیلتونین ذره‌ای به جرم  $m$  و عملگر انرژی پتانسیل است.

پاسخ این معادلهی موج به صورت صفحه‌ی بعد دارای فرکانس زاویه‌ای  $\omega$  خواهد بود:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(r) e^{-i\omega t} \quad (۵-۱)$$

و معادلهی شرودینگر مستقل از زمان به صورت زیر است

$$H\Psi(\vec{r}, t) = \hbar\omega\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \quad (۶-۱)$$

که در آن  $E$  ویژه مقدار انرژی تابع موج است. در این جا بررسی‌های کوانتومی ذره را به مورد اتم‌ها محدود می‌کنیم چرا که محیط گازی لیزر مورد بحث ما از گازهای هلیوم و نئون تشکیل شده است و این در از گروه گازهای نجیب می‌باشند که در طبیعت تنها به صورت اتمی یافت می‌شوند.

### ۱-۳-۱) حالت‌های کوانتومی اتم‌ها

معادلهی شرودینگر تنم بور را در نظر بگیرید، اتمی با یک پروتون و یک الکترون، انرژی پتانسیل همان پتانسیل الکتروستاتیک در میدان کولنی است.

$$V(\vec{r}) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (۷-۱)$$

جواب این معادله به ویژه مقادیر انرژی اتم‌های هیدروژن گونه می‌انجامد

$$E_n = -\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{e^4 m_e}{2\hbar^2} \left[ \frac{1}{n^2} \right] = -\frac{13.6(eV)}{n^2} \quad (۸-۱)$$

که در آن  $n$  عددی صحیح است. پاسخ تابع موج در مختصات کروی به صورت زیر می‌باشد

$$\Psi(r, \theta, \phi) = \Psi_{n,\ell,m}(r, \theta, \phi) = \Psi(n, \ell, m) \quad (9-1)$$

که به سه عدد  $m, l, n$  وابسته است و در آن  $n$  عدد کوانتومی اصلی ( $n \in \mathbb{N}$ )،  $l$  عدد کوانتومی سمتی ( $l=0,1,2,\dots,n-1$ ) و  $m$  عدد کوانتومی مغناطیسی است ( $m -$   $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ )، با افزودن دو حالت مربوطه به اسپین الکترون‌ها، تعداد حالت‌های دارای انرژی  $E_n$  برابر با

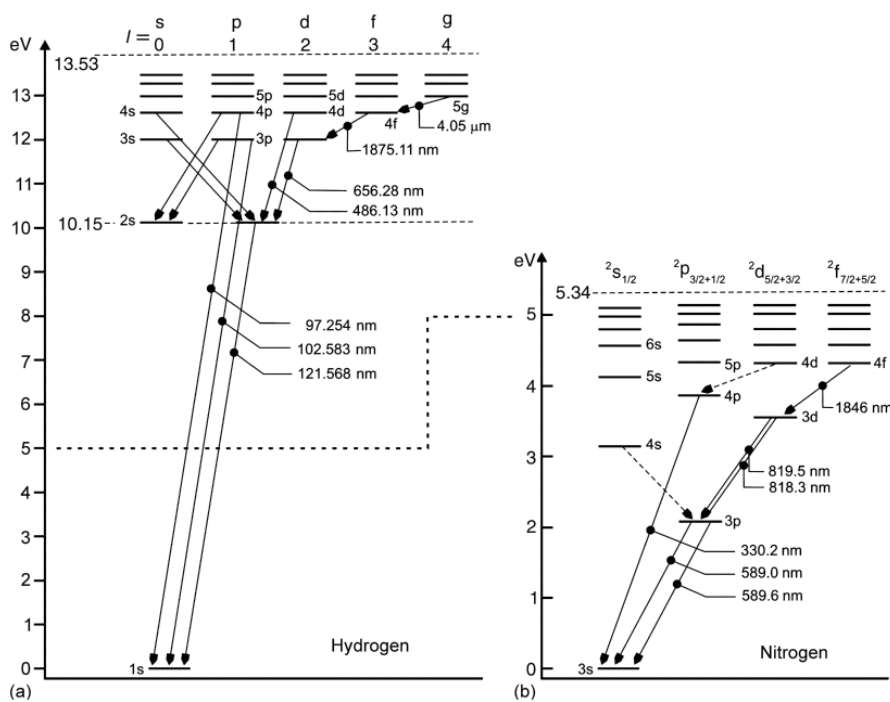
$$2 \times \sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = 2n^2 \quad (10-1)$$

خواهد بود .

به این وضعیت تبهگنی  $2n^2$  تایی می‌گویند، ترازهای انرژی  $n$ ، به همراه زیر لایه‌های سمتی  $l$ ، برای اتم هیدروژن در شکل (۱-۲ - الف) نشان داده شده‌اند. شکل (۱-۲ - ب) ترازهای انرژی اتم نیتروژن را (که از اتم هیدروژن سنگین‌تر است) نشان می‌دهد که در آن قواعد اتم‌های هیدروژن گونه برقرار نیست. چنین مدل کوانتومی ساده‌ای از ترازهای انرژی تنها برای توصیف اتم هیدروژن (و احتمالاً هلیم) کارساز است. یافتن جواب تحلیلی برای ترازهای انرژی اتم‌های دارای الکترون و  $Z$  پروتون بسیار پیچیده‌تر است. بین بعضی از ترازها گذارهایی محتمل (چه گسیلی و چه تابشی) وجود دارد که به

آنها گذارهای اپتیکی مجاز بین دو تراز می‌گویند. با فروافت الکترون از تراز  $E_2$  به تراز  $E_1$  طبق رابطه‌ی بور فوتونی با انرژی گسیل می‌شود. قاعده گزینشی

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (11-1)$$



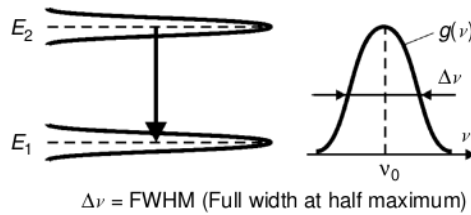
شکل ۱-۲ نمودار انرژی-تراز برای هیدروژن و نیتروژن

$$\Delta l = \pm 1 \quad (1-12)$$

گذارها را به گونه‌ای که تغییر در عدد کوانتومی سمتی برابر با واحد باشد محدود می‌کند. همان طور که در شکل ۱-۲ می‌بینیم انرژی گذارها معمولاً در حدود  $\frac{1}{10} eV$  می‌باشد و طیف آنها از IR تا UV گسترده است.

#### ۴-۱-۱) خطوط طیفی

طبیعت کوانتومی ذرات منجر به مکانیسم تغییر انرژی داخلی به صورت گذارهای تابشی - گسیلی یا جذبی - می‌شود. یک گذار تابشی بین دو سطح انرژی را و تا هنگامی مجاز است که از قواعد گزینشی تبعیت کند (شکل ۱-۳).



شکل ۱-۳: بیانی از پهن شدگی خط

بر اساس نظریه‌ی کوانتومی یک گذار تابشی بین دو تراز انرژی  $E_1$  و  $E_2$  با آزاد شدن فوتونی با انرژی

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1-13)$$

با جذب فوتونی با همین مقدار انرژی که دارای خطی طیفی با فرکانس مرکزی  $\nu$  است همراه خواهد بود. اگرچه ترازها کوانتیزه هستند، عبارت "خط" به معنای خط دقیق ریاضی نیست (یا به تعبیری نمودارش به صورت تابع دلتای دیراک نیست)، به سبب مکانیسم‌های فیزیکی مختلف ترازها پهن شده هستند.

### ۱-۴-۱-۱ پهن شدگی طبیعی

پهن شدگی طبیعی ناشی از طول عمر محدود تراز در اثر گیل خود به خودی است. وقتی اتمی با در تراز تفکیک شده داریم (مانند آنچه در شکل ۱-۳ نشان داده شده) و اتم در تراز دوم قرار دارد می‌تواند فوتونی را خود به خود گسیل کرده و به تراز ۱ فرو افتد. این گذار خود به خودی ۲ به ۱ در زمان آماری  $T_{21}$  که طول عمر گذار ۲ به ۱ نام دارد صورت می‌گیرد. برای دسته‌ای از اتم‌های برانگیخته به تراز ۲، طول عمر  $T_{21}$  را می‌توان به عنوان آهنگ فروافت که همزمان جمعیت تراز ۲ را کاسته و بر جمعیت تراز ۱ می‌افزاید در نظر گرفت. اثر گسیل خود به خودی منجر به پهن شدگی طبیعی یک تک گذار تابشی بین دو تراز انرژی یک اتم می‌شود، به دلیل همین پهن شدگی از این به بعد از عبارت نوار (فرکانسی) به جای خط استفاده می‌کنیم.



طیف پهن شدگی طبیعی به شکل معروف لورنتزی است و با رابطه ی

$$G_L(\omega) = \frac{\left(\frac{1}{T_{21}}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{T_{21}}\right)^2} \quad (14-1)$$

داده می‌شود که در آن و فرکانس زاویه‌ای مرکزی نوار فرکانی است. از این رابطه پهنای نصف ماکزیمم به صورت زیر به دست می‌آید :

$$\Delta\omega_n = \frac{2}{T_{21}} \quad \text{یا} \quad \Delta\nu_n = \frac{1}{\pi T_{21}} \quad (15-1)$$

طول عمر طبیعی گذارهای تابشی نزدیک  $10^{-8}$ s است در نتیجه پهنای نوار فرکانسی شان چند مگا هرتز می‌باشد. با این حال ترازهایی در گازها هستند که طول عمرشان بیشتر است که ممکن است ۱ ثانیه، ۱ ساعت و یا ۱ روز باشد .

#### ۱-۴-۲) پهن شدگی برخوردی ( فشاری )

برخوردهای گوناگون ذرات در محیط گاز عامل این نوع پهن شدگی است این برخوردها طول حالت برانگیخته را کاهش دهند. همچنین باعث آشفستگی در اختلاف انرژی بین دو تراز نیز می‌گردند. معیار پهن شدگی برخوردی طول عمر برخوردی است که از رابطه‌ی زیر داده می‌شود :

$$\frac{1}{r_c} = N\sigma v_{av} = Nf_c \quad (16-1)$$

که در آن  $N$  چگالی گاز،  $f_c = \sigma v_{av}$  فرکانس موثر برخوردها، سطح مقطع برخوردی ذرات و  $v_{av}$  سرعت متوسط ذرات برخوردی است.

طبیعت پهن شدگی برخوردی شبیه پهن شدگی طبیعی است و همان ویژگی‌های آماری و شکل لورنتزی را دارد .

$$G_L(\omega) = \frac{\left(\frac{1}{T}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{T}\right)^2} \quad (17-1)$$

که در آن

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{21}} + \frac{1}{T_c} \quad (18-1)$$

و هنگامی که فشار گاز به صفر میل می کند داریم  $T \rightarrow T_{21}$ .

در عمل پهن شدگی برخوردی به ذرات شرکت کنند برخورد بستگی دارد. در نتیجه ضرایب

پهن شدگی برخوردی برای نوارهای مختلف در شرایط فشار واحد تعریف می شوند (مثلاً  $\frac{MH_2}{torr}$ ) برای

مثال، گذارهای لیزری معمول عبارتند از: هلیم - نئون (632.8nm) در  $\frac{70MH_2}{torr}$ ،  $CO_2$  (ترکیبی از  $H_2$ ، He و  $10.6\mu m$ ) در  $\frac{5MH_2}{torr}$  و اینها به نسبت‌های جزئی ذرات تشکیل دهنده بستگی دارد.

بر اساس ذرات شرکت کننده در برخورد پهن شدگی برخوردی به دو دسته تقسیم می شود:

۱- پهن شدگی هولتزمارک (برخورد بین ذرات مشابه)

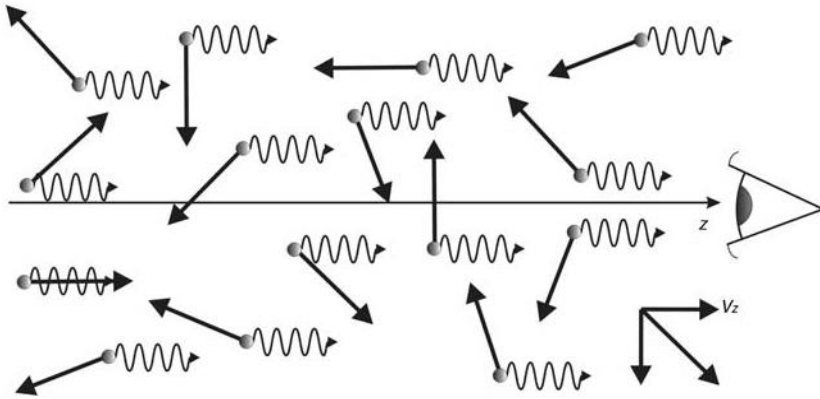
۲- پهن شدگی ون در والسی (برخورد بین ذرات غیر متشابه)

### ۱-۱-۳) پهن شدگی دوپلری

هنگامی که ذره‌ی در حال تابش نسبت به سایر ذره‌ها در حرکت کاتوره‌ای است و دارای سرعت  $V_z$  در امتداد محور دید ناظر می باشد. (شکل ۱-۴) در نتیجه اثر دوپلر فرکانسی فوتون گسیلی به سمت ناظر دستخوش تغییر دوپلری می گردد:

$$v = v_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \quad (19-1)$$

که در آن C سرعت نور است و  $v_z$  در حالت نزدیک شدن منبع به ناظر مثبت و در حالت دور شدن منبع از ناظر منفی است.



شکل ۱-۴: تابش حاصل از ذرات با حرکت کاتوره ای

گازی که در تعادل ترمودینامیکی است توسط تابع توزیع سرعت ماکسول  $f(v_z)$  که دارای شکل ??? است توصیف می‌شود:

$$f(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_p} \exp\left(-\frac{v_z}{v_p}\right)^2 = G_0 \exp\left(-\frac{v_z}{v_p}\right)^2 \quad (۲۰-۱)$$

که در آن  $v_p = \sqrt{\frac{2kt}{m}}$  محتمل ترین سرعت و  $m$  جرم اتمی ذره‌ی گسیلنده است. توزیع ماکسولی در فضای سرعت را می‌توان با یک جایگزینی ساده به فضای فرکانسی برد:

$$v_2 = \frac{v-v_0}{v_0} C \quad (۱-۲۱)$$

با این جایگزینی تابع شکل خط اثر دوپلر  $G_D(v)$  به دست می‌آید:

$$G_D(v) = G_0 \exp\left[-\frac{m}{2kt} \frac{c}{v_0} (v_0 - v)\right]^2 \quad (۱-۲۲)$$

که همچنان شکل گاوسی را حفظ کرده است. پهنا در نصف ماکزیمم برای نوار پهن شده‌ی دو پلری به صورت زیر است:

$$\Delta v_D = v_0 \sqrt{8 \ln 2 \frac{kt}{mc^2}} \quad (۲۳-۱)$$

از معادله‌ی ۱-۲۳ پیداست که میزان پهن شدگی دوپلری با فرکانس مرکزی گذار رابطه‌ی خطی دارد. این بدان معنی است که این نوع پهن شدگی حضورش در ناحیه‌ی مرئی و UV بیشتر از IR و IR میانی بوده و در ناحیه‌ی IR دور و امواج زیر میلیمتر تقریباً قابل چشم پوشی است. دومین عامل افزایش دهنده‌ی پهنای دوپلری دما است که به صورت ریشه‌ی دوم ظاهر می‌شود. مثال هایی چند از پهنای دوپلری  $\Delta\nu_D$  و پهن شدگی برخوردی  $\Delta\nu_{coll}$  برای چند لیزر نمونه در جدول ۱-۱ آمده است.

Doppler Linewidths  $\Delta\nu_D$  and Pressure-Broadened Lines  $\Delta\nu_{coll}$  for Some Gas Lasers

Laser	$\lambda$	$\Delta\nu_D$	$\Delta\nu_{coll}$
Argon	514.5 nm (visible)	~3.5 GHz	~20 MHz
He-Ne	632.8 nm (visible)	~1.5 GHz	~20 MHz
He-Ne	3.39 $\mu\text{m}$ (infrared)	~300 MHz	~50 MHz
CO <sub>2</sub> (10 Torr)	10.6 $\mu\text{m}$ (infrared)	~60 MHz	~60 MHz
CO <sub>2</sub> (1 bar)	10.6 $\mu\text{m}$ (infrared)	~60 MHz	~40 GHz

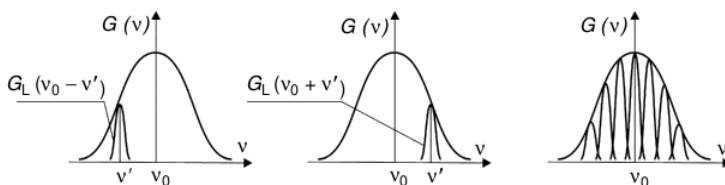
جدول ۱-۱: پهنای دوپلری  $\Delta\nu_D$  و پهن شدگی برخوردی  $\Delta\nu_{coll}$  برای چند لیزر گازی

بسته به شرایط ( فشار، دما، نسبت گازها و طول موج ) پهن شدگی‌های مختلفی در تعیین پهنای طیفی موثر باشند. اثرهای برخوردی و دوپلری شکل خط طیفی را تعیین می‌کنند که در حالت کلی به صورت انتگرال کانولوشن زیر است :

$$G(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_D(\nu') G_L(\nu - \nu') d\nu' \quad (1-24)$$

که در آن  $G_L(\nu - \nu')$  شکل لورنتزی گسیل در فرکانس  $\nu$  برای اتم گسیلنده با فرکانس مرکزی  $\nu'$  (شکل

۱-۵ را ببینید ) و  $G_D(\nu')$  شکل گاوسی ناشی از پهن شدگی دوپلریست. این برای حالتی است که پهن شدگی دوپلری پروفایل برخوردی را پوشش داده و منجر به یک پوشش گاوسی برای خطوط لورنتزی شده است که در اثر پدیدهای دوپلر جایجا شده اند.



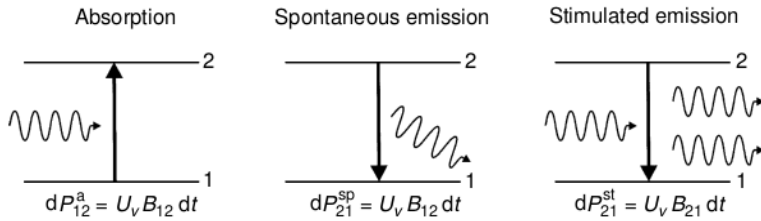
شکل ۱-۵: پدید آمدن یک خط پهن شدهی دوپلری

### ۵-۱-۱) بهره

بر اساس محاسبات انیشتین در رابطه با تابش جسم سیاه، سه مکانیسم کوانتومی ابتدایی در یک مدل دو ترازوی یک اتم قابل تشخیص است، جذب، گیل خود به خودی و گیل القایی ( شکل ۱-۶).

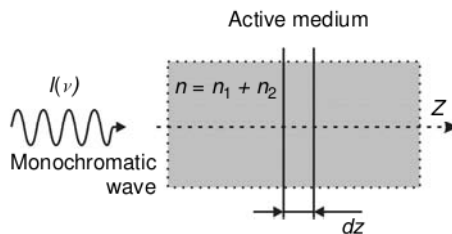
آنگونه که انیشتین بیان می‌دارد ضریب گسیل القایی برای توضیح مکانیزم تابشی جسم سیاه بسیار مناسب است، اما شرکت فوتون القایی در سایر پدیده‌های تابشی نظیر جذب و گسیل خود به خودی در یک محیط برانگیخته بسیار ضعیف است. این بیان می‌دارد که چرا لیزر بلافاصله بعد از انتشار محاسبات انیشتین اختراع نشد. فرم کلی فرآیند تابشی هنگامی که محیط برانگیخته در داخل یک منشور اپتیکی قرار دارد کاملاً تفاوت می‌کند. پس از قرار دادن محیط فعالی که در اثر پمپاژ برانگیخته شده در درون رزوناتور اپتیکی ( پس از چند صد گذار در طول رزوناتور ) فوتونهای القایی در کاواک پدیدار می‌شوند .

برای به دست آوردن شرایط تقویت محفظه‌ای را حاوی اتم‌های دو ترازوی به چگالی  $n_1 + n_2 = n$  که در آن  $n_1$  و  $n_2$  به ترتیب چگالی ترازهای ۱ و ۲ است. فرض کنید محفظه شفاف بوده و نور تکفام با شدت



شکل ۱-۶ سه مکانیسم ابتدایی تابش  $dp_{21}^{st}$ ,  $dp_{21}^{sp}$ ,  $dp_{12}^a$  به ترتیب عبارتند از احتمال جذب، گسیل خود به خودی و گسیل القایی:  $B_{12}$  و  $B_{21}$  ضرایب انیشتین برای جذب و گسیل القایی هستند ( $B_{12}=B_{21}=B$ ) و  $A_{21}$  ضریب انیشتین برای گسیل خود به خودی و  $U_\nu$  چگالی انرژی تابش الکترومغناطی است.

$I(\nu)$  به آن تابیده شود همانگونه که در شکل ۱-۷ می‌بینید. هنگامی که فرکانس موج فرودی با پروفایل طیفی پهن شده‌ی گذار  $1 \leftarrow 2$  ( $G(\nu)$ ) منطبق باشد باعث جذب و همچنین گسیل فوتون می‌گردد.



شکل ۱-۷: موج تختی که به دسته‌ای از اتم‌های دو ترازوی وارد می‌شود.

چگالی اتم‌های در حال گسیل ( $n_{em}$ ) و در حال جذب ( $n_{ab}$ ) از معادله‌های زیر پیروی می‌کند:

$$\frac{dn_{em}}{dt} = n_2 \left[ \frac{BI(\nu)}{c} + A \right] \quad (25-1)$$

$$\frac{dn_{ab}}{dt} = \frac{n_1 BI(\nu)}{c} \quad (26-1)$$

حال تفریق معادله‌های ۱-۲۵، ۱-۲۶ معیاری از خصوصیات بهره‌ی گازی به دست می‌دهد.

$$\left(\frac{dn_{em}}{dt} - \frac{dn_{ab}}{dt}\right) = n_2 \left[\frac{BI(v)}{c} + A\right] - n_1 \frac{BI(v)}{c} \quad (۲۷-۱)$$

در این رابطه  $\frac{I(v)}{c}$  همان  $u(v)$  با چگالی انرژی درون کاواک خواهد بود. بنابر این داریم:

$$\left(\frac{dn_{em}}{dt} - \frac{dn_{ab}}{dt}\right) = n_2 [Bu(v) + A] - n_1 Bu(v) \quad (۲۸-۱)$$

از طرفی بین ضرایب انیشتین رابطه‌ای به صورت  $B = \frac{c^2}{8\pi\nu^3} A$  برقرار است که با توجه به محاسبات مربوط به تابش داخل یک کاواک به صورت زیر در می‌آید.

$$\frac{Bu(v)}{A} = \frac{1}{\frac{8\pi\nu^3}{e^{kt}-1}} \quad (۲۹-۱)$$

در لیزرها سمت راست این رابطه به طور قابل توجه‌ای بیشتر از یک است. بنابراین در رابطه‌ی (۲۸-۱) از  $A$  در برابر  $Bu(v)$  صرف نظر می‌کنیم. ضرب دو طرف رابطه‌ی (۲۸-۱) در  $dz$  و انرژی فوتون  $h\nu$  با وزن تابع شکل خط پهن شدگی  $G(v)$  رابطه‌ی زیر را به دست می‌دهد که همان افزایش شدت  $dl(v)$  در طول  $dz$  از محیط است:

$$G(v) \frac{d(n_{em} - n_{ab})}{dt} h\nu dz = dl(v) = \frac{B}{c} I(v) [n_1 - n_2] h\nu G(v) dz \quad (۳۰-۱)$$

تغییر شکل این رابطه به تعریف معادله‌ی دیفرانسیل شدت می‌انجامد.

$$\frac{dl(v)}{l} = g dz \quad (۱-۳۱)$$

با این فرض که

$$g(v) = \frac{B}{c} (n_2 - n_1) h\nu G(v) \quad (۱-۳۲)$$

که همان بهره‌ی دیفرانسیلی محیط است و  $(n_2 - n_1)$  اختلاف جمعیت‌های دو تراز است. پاسخ معادله‌ی دیفرانسیل (۳۱-۱) به صورت

$$I(v) = I_0(v) e^{g(v)z} \quad (۱-۳۳)$$

است. پیداست که شرط لازم ایجاد تقویت عبارت است از:

$$n_2 - n_1 > 0 \quad (۱-۳۴)$$

که آن را وارونی جمعیت گویند، بهره  $g(\nu)$  در طول محور ثابت نمی‌ماند. به دلیل اثر اشباع با افزایش شدت موج فرودی بهره کاهش می‌یابد. این پدیده در شکل ۱-۸ نشان داده شده است که پاسخ تغییر خطی بهره در برابر شدت را برای دو خط مشخصه‌ی بهره: پهن شده‌ی دوپلریا و پهن شده‌ی برخورداری بیان کند. این رفتار دو ویژگی خطوط را آشکار ساخته است. خط پهن شده‌ی همگن (که در آن همه‌ی اتم‌ها با موج تکفام اندرکنش می‌کنند) و خط پهن شده‌ی غیر همگن (تنها بخشی از اتم‌های دچار تغییرات دوپلری با موج تکفام اندرکنش می‌کنند).

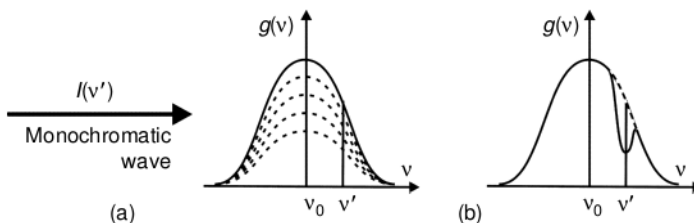
بهره تابع شدت است و به نوع پهن شدگی بستگی دارد. برای خطوط پهن شده‌ی همگن به صورت:

$$g(I) = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (۱-۳۵)$$

و برای خطوط پهن شده‌ی ناهمگن به صورت زیر است.

$$g(I) = \frac{g_0}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_s}}} \quad (۳۶-۱)$$

محیط گازی به دو پارامتر بنیادی مشخصه گذاری می‌شود: و بهره دیفرانسیلی اشباع نشده (یا بهره سیگنال کوچک) و  $I_s$  شدت اشباع. شدت اشباع شدنی است که در آن بهره دو برابر (در مورد همگن) و  $\sqrt{2}$  برابر در مورد ناهمگن کاهش می‌یابد. جدول ۱-۲ نمونه‌هایی از شدت اشباع و مقادیر بهره‌ی اشباع نشده آمده است.



شکل ۱-۸: اثر اشباع در (a) نوار پهن شده‌ی همگن و (b): نوار پهن شده‌ی ناهمگن